[4] Hawke R.S., Brooks A.L., Fowler C.M., Peterson D.R. // AIAA J. 1982. V. 20. N 7. P. 978.
[5] „Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение". Труды третьей международной конференции по генерации мегагаусных магнитных полей и родственным экспериментам. Новосибирск, июнь, 1983. М.: Наука, 1984; Hawke R.S., Brooks A.L., Fowler C.M., Peterson D.R. Results of Railgun Experiments. P. 171; Швецов Г.А., Титов В.М., Башкатов Ю.Л., Стадниченко И.А., Орлов А.В. Исследование работы рельсотронного ускорителя твердых тел с питанием от МГД-генератора. С. 177.

Институт общей физики
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
13 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 19 12 октября 1989 г.

01; 05.1

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДА В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО ВНЕШНЕГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

С.Л. Глузман, С.Г. Псахье

В рамках гидродинамической модели хорошо описывается поведение твердого тела при высокоскоростном ударе, сварке взрывом, прохождении через материал ударной волны [1]. Имеется, однако, ряд проблем, связанных с учетом прочностных свойств материала, а также с возможностью возникновения локализованных областей гидродинамического течения, в окружении кристалла, сохраняющего механическую устойчивость [1, 2]. Появление в материале определенной концентрации атомов, способных перемещаться на расстояние $l_0 \gg a$ (a – межатомное расстояние), формируя тем самым гидродинамическую моду, характерно и для других случаев внешнего воздействия, например, для сложной схемы нагружения („давление + + сдвиг") [3]. В настоящей работе для описания поведения твердого тела при сильных внешних воздействиях вводится гидродинамическая переменная – плотность атомов (сорт 2), способных перемещаться в материале на расстояние $l_0 \gg a$, а также соответствующее такому движению поле скорости $\vec{v}$. Для описания же атомов, совершающих малые колебания вблизи положений равновесия (сорт 1), используются смещения из положений равновесия $\vec{u}$. Плотность функции Лагранжа системы записывается в виде $L = T - U$, где

$T = \frac{\rho_0 \delta \vec{v}^2}{2} + \frac{\rho_0(1-\delta)}{2}\left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t}\right)^2$, ρ_0 — средняя плотность невозмущенного материала, δ — доля атомов сорта 2 в материале.

Будем полагать, что с модой ρ_2 взаимодействует в основном продольная кристаллическая мода, связанная с изменениями плотности. Тогда U записывается в виде

$$U = \frac{E_0}{2}(\operatorname{div}\vec{u})^2 + \frac{c_3}{2}\left(\frac{\partial \rho_2}{\partial \vec{r}}\right)^2 + \frac{c_4}{2}\rho_2 \operatorname{div}\vec{u} + \frac{\beta}{4}\rho_2^4, \qquad (1)$$

где E_0 — модуль упругости невозмущенного кристалла, λ — константа взаимодействия полей $c_3>0$, $c_4=\alpha'(\tau-\tau_0)$, $\beta<0$. Третье и пятое слагаемые в (1) отражают возможность возникновения ненулевой средней плотности ρ_2^0 атомов сорта 2 при достижении критического значения τ_0 внешних касательных напряжений $\tau : (\rho_2^0) = \rho_0^2 \delta^2 = \frac{\alpha'(\tau-\tau_0)}{|\beta|}$.

Будем также полагать, что полная масса атомов каждого сорта, сохраняется по отдельности.[x] Закон дисперсии малых колебаний атомов сорта 1 при $\Delta\rho_2 = 0$ имеет вид $(\rho_2 = \rho_0\delta + \Delta\rho_2)$

$$\omega^2 = c_{3B}^2 k^2, \quad c_{3B}^2 = \frac{E_0}{\rho_0(1-\delta)}. \qquad (2)$$

Исключив из лагранжиана $\vec{v}$ с помощью уравнения неразрывности, можно получить закон дисперсии малых колебаний плотности атомов сорта 2 (при $\operatorname{div}\vec{u} = 0$):

$$\omega^2 = \rho_0 \delta c_3 k^2\left(k^2 - \frac{2c_4}{c_3}\right). \qquad (3)$$

При $\tau<\tau_0$ гидродинамическая мода имеет чисто мнимый закон дисперсии, а при $\tau>\tau_0$ для $k>k_c=(2c_4/c_3)^{1/2}$

$$\omega \approx \sqrt{\rho_0 \delta c_3}\,(k^2 - k_c^2/2).$$

С учетом взаимодействия мод, закон дисперсии имеет вид

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{(E_0-\Delta E)k^2 + c_3\rho_0^2(1-\delta)\delta k^4 \pm k^2\sqrt{16\rho_0^2\delta(1-\delta)\lambda^2 + (E_0+\Delta E - c_3\delta(1-\delta)\rho_0^2 k^2)^2}}{2\rho_0(1-\delta)}$$

$$\Delta E = 2c_4\delta(1-\delta)\rho_0^2.$$

Отсюда видно, что при малых k доминирует звуковая мода, а при больших k ($k>k_c$) для системы характерен „квазимагнонный" закон дисперсии (3). Физический смысл перехода на малых рас-

---

[x] Другая ситуация будет рассмотрена в специальном сообщении.

стояниях к поведению (3) можно установить, используя связь между ω^2 и структурным фактором $S(k)$ [4]:

$$S(k)=\frac{k_Б T k^2}{m\omega^2}=\frac{k_Б T}{m\rho_0 \delta c_3 (k^2-k_c^2)}. \qquad (4)$$

Тогда парная корреляционная функция

$$g(r)=1+\frac{k_Б T}{2\pi m\rho_0 \delta c_3}\frac{1}{r}\cos\left(r\sqrt{\frac{2c_4}{c_3}}\right).$$

Вид $g(r)$ характерен для термодинамически абсолютно неустойчивого состояния [5], а соответствующий (5) вклад в изотермическую сжимаемость $c_T \sim \lim_{k\to 0} S(k) \sim -\frac{1}{c_4} < 0$, $(\tau > \tau_c)$. Такое состояние может реализоваться на временах $t_0 \approx \frac{l_0}{c_{3B}} \approx 10^{-9}-10^{-8}$ с и постоянно „возрождаться" благодаря действию внешнего поля. В сечении рассеяния медленных нейтронов гидродинамическая мода может проявляться в виде дополнительного по отношению к бреговским максимумам всплеска (при $k=k_c$), по форме аналогично виду известной частотной зависимости коэффициента поглощения света. На временах $>t_0$ определяющую роль в эволюции гидродинамической моды играют нелинейные слагаемые в u

Анализ решений типа бегущих волн лагранжевских уравнений движения, в одномерном случае, с учетом уравнения неразрывности, позволяет найти солитонные решения:

$$\rho_2=A\frac{1}{ch\alpha\xi}, \quad \xi=x-v_0 t \ \left(v_x\sim\rho_2, \frac{du}{d\xi}\sim\rho_2\right).$$

v_0 – скорость распространения волны,

$$A^2=\frac{2c_3\alpha^2}{|\beta|}; \ \alpha^2=\frac{\frac{\lambda^2}{(1-\delta)\rho_0 v_0^2-E_0}+c_4-\frac{v_0^2}{\rho_0\delta}}{c_3}\approx\frac{1}{l_0^2}.$$

Анализ показывает, что для $\tau>\tau_{c1}$

$$\tau_{c1}=\tau_0+\frac{1}{\alpha'}\left[\frac{v_0^2}{\rho_0\delta}+\frac{\lambda^2}{|\rho_0 v_0^2(1-\delta)-E_0}\right]$$

возможно распространение солитонов с $v_0^2<c_{3B}^2$, а для $\tau>\tau_{c2}$

$$\tau_{c2}=\tau_0+\frac{1}{\alpha'}\left[\frac{v_0^2}{\rho_0\delta}+\frac{\lambda^2}{(1-\delta)\rho_0 v_0^2-E_0}\right] \text{ с } \ v_0^2>c_{3B}^2.$$

Особая точка $v_0^2=c_{3B}^2$ может быть „обойдена" при импульсном воздействии. Сопоставление ρ_2 и $\frac{du}{d\xi}=-\frac{\Delta\rho_1}{\rho_0(1-\delta)}$ показывает, что могут реализоваться солитоны со средней плотностью $>\rho_0$, так и $<\rho_0$. Следует отметить, что полученные решения по виду аналогичны краудионам (одномерным дислокациям) Френкеля-Конторовой. Таким образом, в нелинейной области при $t>t_0$ гидродинамическая мода может реализоваться и в виде обычных носителей пластической деформации. По данным [6], именно области подверженные сильному воздействию являются источниками точечных дефектов. В сферически симметричном случае также известны решения, аналогичные описанным выше [7]. При низкой плотности солитонов они могут рассматриваться, как массивные квазисвободные частицы, радиусом $R \approx 10 \div 100a$, взаимодействующие только при столкновениях по закону „твердых сфер", обусловленному (для областей повышенной плотности) их пространственной несовместностью. Эволюция же областей пониженной плотности приводит к образованию субмикротрещин, или пор. Коэффициент диффузии таких носителей [4]

$$D_c = \frac{1}{2} R \left(\frac{\pi k_Б T}{M} \right)^{1/2} \left(\frac{p}{\rho_c k_Б T} - 1 \right)^{-1},$$

где M – масса солитона, ρ_c – плотность солитонного газа. Вследствие малой плотности солитонов $\rho_c \approx 10^{-4} \div 10^{-3} \rho_0$ уже при внешнем давлении $p_c = \rho_c k_Б T$, D_c может достигать значений, характерных для слабонеидеальных газов. Возможно, что с такого рода носителями связан описанный в [3] эффект аномального массопереноса при сложном нагружении („давление + сдвиг"). С реализацией неустойчивого квазижидкого состояния может быть связано и аномально быстрое протекание химических реакций при прохождении ударной волны [8] (а также эффекты сварки взрывом [9]).

Список литературы

[1] Баланкин А.С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 13. С. 1221-1226.

[2] Псахье С.Г., Коростелев С.Ю., Панин В.Е// Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 18. С. 1645-1648.

[3] Ениколопян Н.С. // ДАН СССР. 1985. Т. 233. № 4. С. 897-899.

[4] Марч Н., Тоси М. Движение атомов жидкости. М.: Металлургия, 1980. 296 с.

[5] Фишер И.З. Статистическая теория жидкостей. М.: ГИФМЛ, 1961. 280 с.

[6] Акчурин М.Ш., Васев Е.Н. и др. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 3. С. 760-764.

[7] Садовский М.В. // ФТТ. 1979. Т. 21. В. 3. С. 743-750.

[8] Ениколопян Н.С., Мхитарян А.А., Карагазян А.С. // ДАН СССР. 1987. Т. 294. № 4. С. 912-915.

[9] Б о н д а р ь М.П., О г о л и х и н В.М. // ФГВ. 1988. № 1. С. 122-126.

Институт физики прочности
и материаловедения
СО АН СССР, Томск

Поступило в Редакцию
12 мая 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 19 12 октября 1989 г.

07; 12

ВОЗБУЖДЕНИЕ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЛОКОННОМ КОЛЬЦЕВОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

А.Г. Б у л у ш е в, Е.М. Д и а н о в,
А.В. К у з н е ц о в, О.Г. О х о т н и к о в,
В.М. П а р а м о н о в

Использование нелинейных эффектов в волоконных световодах, позволяет реализовать солитонный режим передачи импульсов на большие расстояния без искажений [1], получать фазовую модуляцию и эффективно сжимать короткие световые импульсы [2] и т.д. Однако для проявления нелинейных эффектов необходимо использовать достаточно мощные источники излучения и протяженные отрезки световодов. Уменьшить требуемую мощность удается при использовании высокодобротных волоконных интерферометров, в частности кольцевых [3], позволяющих накапливать значительную энергию излучения внутри резонатора. Для непрерывного резонансного излучения удавалось наблюдать возрастание мощности в волоконном кольцевом интерферометре (ВКИ) примерно в 100 раз [4].

В настоящей работе наблюдалось эффективное увеличение мощности оптического импульса в волоконном кольцевом интерферометре.

Схема эксперимента приведена на рис. 1.

Излучение полупроводникового лазера с внешним резонатором 1 на основе дифракционной решетки с 600 шт/мм и длиной волны 1.32 мкм, работающего в режиме активной синхронизации мод, вводилось в ВКИ длиной $L_1 = 0.85$ м из одномодового волоконного световода (ОВС) со ступенчатым профилем показателя преломления и длиной волны отсечки 1.1 мкм. ВКИ был образован с помощью сплавного волоконного ответвителя 2, а его длина могла изменяться пьезокерамическим модулятором 3. Излучение на выходе ВКИ регистрировалось фотоприемником 4.

Коэффициент ввода в ВКИ излучения с широким спектром, значительно превосходящим область свободной дисперсии $\Delta\nu_I$ интерферометра (в том числе коэффициент ввода одиночного короткого импульса), определяется коэффициентом прохождения t ответвителя